

где L — длина образца, $E(x - u_0 t) \equiv E(z)$ — распределение поля, отвечающее установившемуся движению домена со скоростью u_0 .

Устойчивость установившегося движения доменов рассматривалась ранее [5]—[8]. В этих работах показано, что однодоменное решение устойчиво при не слишком больших сопротивлениях нагрузки (в частности, в режиме заданного напряжения). Таким образом, если распределение $E(z)$ соответствует одному домену, то при указанном условии оно устойчиво, какова бы ни была величина $E_{\text{ср}}$, и при выполнении условия (1) имеет место жесткий режим возбуждения.

Рассмотрим несколько более подробно условие (1). Замкнутые траектории на фазовой плоскости ($E(z)$, $E_z(z)$) появляются, когда возникает несколько точек пересечения v — a характеристики и прямой $j = j_0$ (седла E_1 и E_3 и центр E_2 , см. [5]). При некотором значении тока, $j_{\text{кр}}$, сепаратрисы седла E_1 , отделяющие область замкнутых траекторий, проходят через второе седло, E_2 . Это значение тока во внешней цепи определяется правилом «равных площадей» [9], [3]. При всех $j > j_{\text{кр}}$ замкнутая сепаратриса седла E_1 не проходит через особую точку E_3 (домен сильного поля). В асимптотически длинном образце ($L \rightarrow \infty$) при $j_0 > j_{\text{кр}}$ домен описывается фазовой траекторией, проходящей через особую точку; при этом, очевидно, $E_{\text{ср}} = E_1$. Таким образом, пороговая напряженность поля $E_{\text{пор}}^{(2)}$ определяется положением особой точки E_1 при $j_0 = j_{\text{кр}}$.

Разумеется, фактически в конечных образцах пороговая напряженность поля всегда будет выше указанного значения (и будет зависеть от длины образца). Действительно, в коротких образцах (длина которых превосходит, однако, критическую длину, определяемую «периодом» обхода траектории, близкой к центру) траектории близки к центру, а напряженность поля $E_{\text{ср}}$ близка к напряженности в средней особой точке, E_2 . В этом случае $E_{\text{пор}}^{(2)}$ и $E_{\text{пор}}^{(1)}$ совпадают. Для конечных образцов домен описывается траекторией, лежащей внутри области, ограниченной сепаратрисой. Среднее значение напряженности поля, вычисленное по этой траектории при j_0 , близко, но немного превышающем $j_{\text{кр}}$, и определяет $E_{\text{пор}}^{(2)}$ в таких образцах. С уменьшением длины образца $E_{\text{пор}}^{(2)}$ возрастает, а амплитуда домена уменьшается.

Для более сложных систем, например, для систем с рекомбинационной нелинейностью, в которых также возможно установившееся движение домена, основные качественные показатели, по-видимому, сохраняют силу, хотя точный количественный расчет в этих случаях затруднен. Действительно, когда размер домена мал по сравнению с длиной образца, средняя напряженность поля соответствует возрастающему участку v — a характеристики. Если такой домен устойчив, то возникновение доменов будет происходить в жестком режиме.

Возможно, что наблюдаемое в опытах на Ge с примесью золота несовпадение порога возбуждения доменов и максимума v — a характеристики [10] связано как раз с жестким режимом возбуждения колебаний.

Выражаю благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу за обсуждение настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Бруевич В. Л., Коган Ш. М. «Физика твердого тела», 7, 23, 1965.
2. Heeks J. S., Woode A. D., Sandbank C. P. Radio and Electronic Engineer, 30, 377, 1965.
3. Cumber D. E., Chynoweth A. G. Trans. IEEE, ED, 13, 64, 1966.
4. Copeland J. A. J. Appl. Phys., 37, 3602, 1966.
5. Knight B. W., Peterson G. A. Phys. Rev., 155, 393, 1967.
6. Бонч-Бруевич В. Л. «Физика твердого тела», 1, 239, 1967.
7. Елеонский В. М. ЖЭТФ, 53, 592, 1967.
8. Звягин И. П. «Физика твердого тела», 3, 33, 1969.
9. Butcher R. N., Fawcett W. Phys. Letters., 17, 216, 1965.
10. Курова И. А., Врана М., Берндт П. ФТП (в печати).

Поступила в редакцию
8.5 1968 г.

Кафедра
физики полупроводников

УДК 539.216.22 : 539

Г. П. ЖИГАЛЬСКИЙ

ШУМЫ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Использование пленок во многих системах с резонансными контурами, работающих на частотах десятков мегагерц и выше, требует исследования шумов перемагничивания на довольно высоких частотах.

Основное влияние на шумовые характеристики любого устройства оказывает прежде всего шум, попадающий в его полосу пропускания. Например, параметрон имеет наименьшую помехоустойчивость на частотах, близких к частотам субгармоники и накачки. С этой точки зрения изучение шумов пленок на частотах, сравнимых с частотой перемагничивания и более высоких, представляет определенный практический интерес.

В работах [1] и [2] проведены экспериментальные исследования спектральной плотности шума магнитных пленок в диапазоне частот 1—100 кГц. В данном сообщении приводятся результаты исследования спектральной плотности шума пермаллеевых пленок на частотах 150 кГц—30 мГц. Перемагничивание пленки производилось на установке, описанной в [1] и [2] с частотами перемагничивания $f_p = 4—20$ мГц.

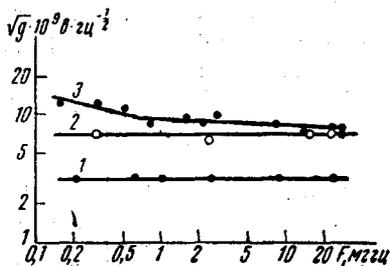


Рис. 1. Спектральная плотность шума пленки № 1 (толщина $d = 1270 \text{ \AA}$, поле анизотропии $H_k = 3 \text{ а/см}$) при перемагничивании вдоль легкой оси 1— $f_p = 13 \text{ мГц}$, $H_p = 6 \text{ а/см}$, $H_0 = 0$; 2— $f_p = 13 \text{ мГц}$, $H_p = 6 \text{ а/см}$, $H_0 = 1,5 \text{ а/см}$, 3— $f_p = 10 \text{ мГц}$, $H_p = 4,4 \text{ а/см}$, $H_0 = 0$

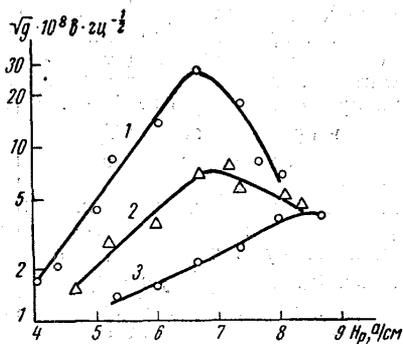


Рис. 2. Зависимость интенсивности шума пленки № 2 ($d = 1270 \text{ \AA}$, $H_k = 2,6 \text{ а/см}$) от амплитуды перемагничивания на высоких частотах, $f_p = 10 \text{ мГц}$, 1— $H_0 = 1,1 \text{ а/см}$, 2— $H_0 = 1,6 \text{ а/см}$, 3— $H_0 = 2,7 \text{ а/см}$

В качестве анализатора спектра использовался селективный микровольтметр В6—1. Индикаторной катушкой служила плоская обмотка, выполненная в виде жесткой склеенной виток к витку конструкции, имеющая 30 витков. При измерениях индикаторная катушка подключалась непосредственно к детекторной головке прибора В6—1.

Согласно полученным экспериментальным результатам уменьшение шума с увеличением частоты наблюдения по закону $1/F^n$ [1], [2] происходит лишь до определенных частот. На частотах выше нескольких сот килогерц спектр шума становится равномерным и сохраняет равномерный характер вплоть до очень высоких частот. При этом верхняя граничная частота, на которой начинается спад спектральной плотности шума, определяется временем перемагничивания пленки.

Время перемагничивания пленки в направлении оси легкого намагничивания больше, чем вдоль трудной оси [3], и средние длительности импульсов Баркгаузена в легком направлении больше, чем в трудном [4], [5]. Поэтому при перемагничивании пленки вдоль трудной оси спектр шума оказывается более широкополосным. Кроме того, с ростом амплитуды перемагничивающего поля H_p (поскольку скорость перемагничивания увеличивается) спектр шума простирается в область более высоких частот. При амплитуде H_p , превышающей поле анизотропии пленки, граничная частота спектра лежит за пределами исследуемого диапазона частот (рис. 1). С увеличением частоты перемагничивания спектр шума переходит в равномерный на более низких частотах (кривые 1 и 3 рис. 1).

Зависимость шума на высоких частотах от H_p при нулевом поле смещения H_0 имеет тот же характер, что и на низких частотах [2], т. е. представляет собой кривую с максимумом при значении амплитуды $H_p \approx 2H_k$ (H_k — поле анизотропии пленки). При наличии постоянного магнитного поля смещения (поля поляризации) H_0 , приложенного вдоль направления перемагничивания, максимум шума смещается с ростом H_0 в сторону больших значений H_p . Зависимость интенсивности шума от H_p при различных значениях поля поляризации приведена на рис. 2. Согласно экспериментальным результатам, с увеличением поля поляризации H_0 интенсивность шума снижается при любой амплитуде перемагничивания.

вания. Исключение составляет область резонансного возрастания шума при некотором вполне определенном значении поля H_0 в полной аналогии с подобным поведением шума на низких частотах ($F \sim \omega$, $k\omega$) [6]. Резонансное увеличение спектральной плотности шума происходит одновременно в широком диапазоне частот при одном и том же значении поля поляризации. При резонансных значениях H_0 интенсивность шума может увеличиваться на два-три порядка, хотя вдали от резонанса увеличение магнитного поля всегда приводит к уменьшению шума. На рис. 1 кривая 2 проходит выше кривой 1, что соответствует проявлению резонансных явлений при $H_0 1,5 \text{ а/см}$ и $f_p = 13 \text{ мегц}$.

Полученные результаты могут оказаться полезными при разработке чувствительных устройств на основе тонких магнитных пленок, работающих на высоких частотах.

В заключение выражаю благодарность В. В. Потемкину за обсуждение и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жигальский Г. П., Потемкин В. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 4, 105, 1966.
2. Потемкин В. В., Жигальский Г. П. «Изв. вузов», радиофизика, № 6, 1967.
3. Телеснин Р. В., Колотов О. С., Никитина Т. Н. Тезисы докл. на совещ. по ферромагн. и антиферромагн. Л., Изд-во АН СССР, 1961.
4. Саланский Н. М., Родичев А. М. «Изв. АН СССР», сер. физич., 28, № 1, 161, 1964.
5. Логутко А. Л., Родичев А. М., Саланский Н. М. «Физика металлов и металловед», 20, вып. 2, 306, 1965.
6. Жигальский Г. П. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 2, 117, 1967.

Поступила в редакцию
15.5 1968 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 621.383.292 : 621.385.832.5

М. Н. ДЕВЯТКОВ, В. Ф. ШАРИХИН

О ПОСТОЯННОЙ ВРЕМЕНИ ФОТОЭЛЕКТРОННОГО ДЕТЕКТОРА С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ

В работах [1—3] описан фотодетектор, в котором осуществляется управление током, проходящим через межэлектродный промежуток с виртуальным катодом, посредством изменения граничного потенциала виртуального катода на поверхности диэлектрического цилиндра. Этот цилиндр окружает электронный поток в промежутке и заряжается отрицательно электронами из потока. Поверхностный заряд и граничный потенциал цилиндра меняется вследствие фотоэмиссии с фотозмиттирующего слоя на поверхности диэлектрика. Благодаря виртуальному катоду происходит усиление первичного фототока. В настоящем сообщении обсуждается постоянная времени этого механизма усиления, определяющая минимальную постоянную времени фотодетектора.

Как следует из принципа действия фотодетектора, величина изменения проходящего через промежуток тока $\Delta I_{\text{кол}}$ пропорциональна изменению ΔU поверхностного потенциала диэлектрика [3]. Поэтому постоянная времени фотодетектора определяется временем установления равновесного значения поверхностного потенциала. Поверхностный потенциал U связан с плотностью σ отрицательного поверхностного заряда на диэлектрическом цилиндре соотношением $U = \sigma/C$, где C — емкость цилиндра. При облучении поверхности светом и появлении эмиттируемого поверхностью фототока $I_{\Phi}(t)$, который в случае синусоидальной модуляции зависит от времени как

$$I_{\Phi}(t) = I_{\Phi}^0 (1 + m \sin \omega t)$$

(где m — глубина модуляции светового потока), поверхностный заряд вследствие фотоэмиссии за время t уменьшится на величину $\int_0^t I_{\Phi}(\xi) d\xi$. Но появляющаяся при этом радиальная разность потенциалов ΔU , равная изменению поверхностного потенциала, немедленно вызывает компенсирующий убыль поверхностного заряда, ток I_R из потока на по-